第64卷 第3期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023年5月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.010

太阳射电爆发现象中的电子回旋脉泽辐射*

唐建飞[1] 吴德金[2†] 赵国清[3] 陈 玲[2]

(1 丽水学院工学院 丽水 323000)
(2 中国科学院紫金山天文台行星科学重点实验室 南京 210023)
(3 洛阳师范学院空间物理研究所 洛阳 471934)

摘要 太阳射电爆发(Solar Radio Burst, SRB)是太阳高能电子与背景等离子体相互作用产生的感应辐射现象, 其多样的动力学谱类型及其复杂的精细结构反映了辐射源区磁等离子体结构状态丰富的物理信息, 而相关辐射机制则是解读相关物理信息的关键工具. 长期以来, 在SRB辐射机制的研究中一直存在着争议不决的两种主要机制, 即等离子体辐射机制和电子回旋脉泽(Electron Cyclotron Maser, ECM)辐射机制. 近年来, 针对传统的ECM辐射机制应用到SRB现象时遇到的一些主要困难, 发展了由幂律谱电子低能截止驱动和包含快电子束自生阿尔文波效应的新型ECM驱动模型, 并成功应用于解释各类不同SRB动力学谱的形成机制. 基于这些新型的ECM辐射模型, 系统地总结了ECM辐射机制在各种不同类型SRB现象中的应用, 并对它们不同动力学谱结构的形成给出了一致统一的物理解释.

关键词 辐射机制: 非热, 太阳: 活动, 太阳: 磁场, 太阳: 射电辐射

中图分类号: P144; **文献标识码**: A

1 引言

太阳射电爆发辐射主要来自太阳外层大气, 与太阳活动密切相关, 是由太阳活动过程中产生的高能电子在太阳大气等离子体中激发的感应辐射现象, 因而辐射频率取决于局部等离子体的本征频率, 如电子朗缪尔频率或电子回旋频率. 一般认为, 太阳大气的等离子体密度和磁场都是随日心距离的增加而减少的, 因而在太阳大气中太阳射电爆发(Solar Radio Burst, SRB)的辐射特征频率也同样随日心距离的增加而降低. 所以, 不同波段的SRB来自太阳大气的不同位置, 频率越高的辐射来自位置越低的大气层、频率越低的辐射来自越高的大气层. 由于技术的原因, 早期的SRB的观测大都集中在米波段, 即频率范围为几十至几百MHz, 通常对应于太阳大气中10万公里以上的高日冕区域. 随着观测波段的不断拓展, 现在SRB的观测向高频方向已经延伸至GHz (即厘米波和毫米波)的量级, 称微波爆. 由于空间卫星的观测而突破了地球电离层截止频率(约10 MHz)的限制, 向低频方向也已经延伸到了kHz (即千米波)波段.

传统的I至V型SRB主要是指来自高日冕区的米波爆. 微波爆大都来自10万公里以下的低日冕区, 那里的太阳等离子体大气具有更加复杂的磁场结构, 以致微波爆也表现出更加复杂的动力学谱结构[1]. 而由卫星在外层空间观测到的10 MHz以下的SRB现象的起源一般认为有两种可能: 一是直接起源于行星际空间当地的行星际射电暴, 可以视为太阳爆发活动在行星际空间的延伸, 即太阳爆发活

2022-09-05收到原稿, 2022-12-16收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12173076、42174195、11873018、41531071)资助

†djwu@pmo.ac.cn

动产生的高能电子束传播到行星际空间后激发的当地行星际射电暴; 二是它们的直接激发源区很可能也是在外日冕层的低密度空腔导管内, 然后被约束在低密度导管向外传播至行星际空间直至被卫星观测到, 也称为行星际SRB.

科学研究追求的目标就是试图用尽可能简单的普适原理或理论模型解释尽可能多的复杂现象. 与基于朗缪尔波非线性波波耦合过程的等离子体辐射机制相比, 基于线性电子回旋脉泽(Electron Cyclotron Maser, ECM)不稳定性的ECM辐射机制在物理原理上显然更加简单明了. 电子回旋脉泽辐射(Electron Cyclotron Maser Emission, ECME)是非热电子通过波-粒相互作用在电子回旋频率或谐频率附近直接放大电磁波的一种辐射过程. 自20世纪50年代提出以来, 受非相对论共振条件的限制, 一直没有得到很好的发展. 直到1979年, Wu等[2]考虑了波粒共振条件中的电子质量弱相对论效应, 同时考虑地球磁层的磁镜效应, 提出高能电子具有损失锥分布, 用ECM辐射很好地解释了极光千米波辐射(Auroral Kilometric Radiation, AKR)的一些观测特征. Wu-Lee模型中提出了两个假设: 一是关于电子速度空间的分布, 认为非热电子由于磁镜效应具有损失锥分布; 二是关于源区等离子体密度和磁场强度的假设, 要求磁场较强、密度较低, 即要求电子回旋频率大于当地等离子体频率. 这两个假设就是ECM辐射关于自由能来源和辐射逃逸的假设. 天体活动中产生的高能电子在离开加速区时一般具有准平行方向, 即大致沿着磁场方向传播, 因此在垂直磁场方向没有足够的自由能. 另外, 对于大部分的太阳大气等离子体环境, 等离子体频率往往大于电子回旋频率. 因此, ECM辐射在应用于太阳射电爆发时, 首先需解决这两个困难.

研究表明, 阿尔文波因其不易耗散的特性而普遍存在于太阳大气和太阳风等离子体中, 并成为主导的低频电磁扰动. 同时阿尔文波也是一种很容易被激发的波, 太阳大气等离子体中存在的许多种自由能, 都可以激发阿尔文波, 比如高能粒子束流[3–4]、场向电流[5–6]、温度各向异性及等离子体中速度剪切等[7]. 用ω和$\boldsymbol{k}=(k_x,0,k_z)$表示波的频率和波矢(背景磁场沿太阳径向$z$方向), 波的基本特征由色散关系决定. 阿尔文波色散关系为$\omega=v_{\rm A}k\cos\theta=v_{\rm A}k_z$, 这里$v_{\rm A}$表示阿尔文波速度, θ是波矢与背景磁场夹角. 阿尔文波的相速度为$v_{\rm A}\cos\theta$, 可见相速度仅依赖于波的传播方向, 与频率无关, 即阿尔文波是一种无色散波. 而阿尔文波的群速度$\boldsymbol{v}_{\rm g}=\partial\omega/\partial\boldsymbol{k}=v_{\rm A}\boldsymbol{i}_z$, 这里$\boldsymbol{i}_z$是$z$方向的单位矢量. 可见群速度方向沿磁场方向, 大小为当地阿尔文波速度, 即阿尔文波沿磁场方向传播能量.

阿尔文波的扰动场会对场向快电子束中高能电子的运动状态产生影响, 这种影响主要体现在两个方面. 一是对场向快电子"未扰轨道"的影响, 此时未扰轨道不再是标准的拉莫回旋轨道, 而是受到阿尔文波湍动影响的修正轨道; 二是通过阿尔文波场对快电子的投掷角散射作用, 改变场向电子束原来的速度分布状态. 场向快电子束被认为是驱动太阳射电爆发的激发源, 因此, 快电子束的运动状态改变进而会影响其激发的ECM辐射.

Wu等[8]、Chen等[9]提出了一个自洽ECM辐射模型, 该模型考虑高能电子束的电流不稳定性激发的阿尔文波对其ECM辐射的影响. 与背景阿尔文波扰动一样, 自生阿尔文波对高能电子束激发的ECM辐射也会产生重要影响: 一是可以改变ECM辐射的偏振状态. 由于自生阿尔文波使电子束在磁场方向上产生场向振荡电流直接激发O模辐射, 从而使O模辐射生长率显著增加并成为主导辐射; 二是为ECM辐射提供额外的自由能. 由于自生阿尔文波的投掷角散射作用, 使高能电子束的场向动能直接转化为垂直动能, 改变其速度分布状态, 从束流分布演化成冠束分布; 三是为ECM激发创造逃逸条件. 在自生阿尔文波波压的作用下, 背景等离子体在沿高能电子束传播路径上被排开而形成一低密度空腔管, 在管内, 很容易满足等离子体频率小于电子回旋频率这一条件. 归纳起来, Wu等[8]提出的自洽ECM辐射模型包括以下几个关键点:

(1)高能电子沿背景磁场传播, 由于电流不稳定性而产生增强的阿尔文波湍动, 即自生阿尔文波;

(2)束流电子在自生阿尔文波和背景阿尔文波的影响下形成场向振荡电流, 该振荡电流可以直接激发O模辐射而使O模增长率显著提高, 但不影

响X模增长率, 从而使ECM辐射的偏振状态由X模主导转变为O模主导;

(3)同样, 高能电子束在自生阿尔文波和背景阿尔文波的投掷角散射作用下, 改变其速度分布形式, 即把高能电子的场向动能转化为垂直动能, 为ECM辐射提供额外自由能;

(4)另外, 在自生阿尔文波波压的作用下, 背景等离子体在沿着高能电子束的传播路径上被排开, 从而形成一个低密度空腔管, ECM辐射的逃逸条件在管内很容易得到满足, 即低密度管内的等离子体频率显著小于电子回旋频率.

电子回旋脉泽辐射这一自洽模型的主要优势在于, 自生阿尔文波对ECM辐射的效应能够有效克服传统ECM辐射在太阳射电爆发应用中遇到的"逃逸、激发、偏振"等主要困难. 依据我们现在对太阳大气复杂磁等离子体结构的新认识[10]和近年来在ECM辐射机制研究的新进展[8–9, 11–12], 传统ECM辐射的这些困难都能得到合理的解释, 正如吴京生先生指出的: "是时候重新探讨关于SRB的理论模型、特别是ECM辐射机制在SRB现象中的可能应用了[13]". 正是基于这些考虑, 我们近年来重新检视了新型的ECM辐射机制在传统的从I到V各种不同类型SRB现象中的应用, 试图用ECM辐射机制这个单一的物理原理, 自洽、合理地对不同类型的复杂SRB现象进行兼容一致的统一解释, 其中所有类型的爆发都由ECM机制激发产生, 而不同类型动力学谱的形成则归因于辐射源区不同的磁等离子体环境.

2 电子回旋脉泽辐射机制的模型参数与太阳射电爆发的可观测参量

为了理论模型能够与观测现象之间进行有效的比较和检验, 至关重要的一点是在理论模型的物理参数与观测现象的可测参量之间建立起必要的直接关联或联系. 新型的自洽ECM辐射机制的模型参数是比较复杂的, 涉及背景等离子体参数和高能电子束流参数两大类. 其中, 背景等离子体参数可以分为背景等离子体静态环境的静态参数(如背景等离子体密度、温度、磁场及其派生参量如热压-磁压比、磁镜比、阿尔文速度等)和描述背景等离子体扰动环境的扰动参数(如背景湍动阿尔文波的相对强度). 高能电子束的参数也可以分为两类: 描述电子束能量分布非热特性的能谱参数(如高能段的幂律谱指数、低能段的能谱陡化指数以及高低能段间的转换截止能量)和描述速度各向异性特征的速度分布参数(如损失锥参数、环向峰值速度或峰值投射角以及各种速度弥散度或投射角展宽等).

从ECM辐射激发的增长率表达式[14–15]可以看出, 上述模型参数都可能对具体模型的最终计算结果产生重要影响. 例如, 尽管ECM辐射的基波逃逸条件要求逃逸参数$\omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} > 1$ ($\omega_{\rm ce}$和$\omega_{\rm pe}$分别是电子回旋频率和等离子体频率), 但是过高的逃逸参数并不总有利于辐射的有效激发, 这还取决于具体模型的选择, 尤其是高能电子束速度分布函数的具体形式. 如文献[14]中所采用的模型的数值计算就表明, 当逃逸参数$\omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} > 10$时, 几乎所有波模的增长率都趋于0, 即ECM辐射激发被完全抑制. 而在$10 > \omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} > 3$范围内, X1模的增长率超过O1模而成为主导基波偏振态的辐射波模, 但是在$3 > \omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} > 1$的范围内时, 基波X1模因不能逃逸而被抑制, 因而基波偏振态由O1主导. 当逃逸参数降低到$1 > \omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} > 3/4$范围内时, 基波都被抑制, 主导辐射波模为X2, 当$1/2 < \omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} < 3/4$时, X2模也被抑制, O2模开始成主导辐射波模, 而在$\omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} < 1/2$后, 二次以下谐波都将被抑制, 只有更高次的谐波辐射有可能会逃逸出去. 这些数值结果说明了模型对参数依赖的敏感性, 其他模型参数的变化也存在类似的情况, 这应该是ECM辐射机制的一个普遍特性, 文献[16–17]的计算也显示了类似的结果.

另一方面, 从观测的角度看SRB的可测量参量可以分为状态参量和频谱参量两类. 前者如爆发辐射的峰值流量、辐射亮温度、偏振状态与偏振度、辐射寿命等, 后者如爆发辐射的峰值频率、辐射带宽、峰值频率的漂移率、辐射频谱及其精细结构等. 不过, 这些观测参量与模型参数之间并不存在简单的对应关系, 通常的情况是一个观测参量可能同时受到几个模型参数的影响, 同样地一个模型参

数也可能同时影响到多个观测参量的测量值. 而且, 无论是背景等离子体参数的确定, 还是射电爆发辐射参量的测量, 在目前的观测技术条件下都存在相当大范围的不确定性. 例如, 在有关日冕环境中背景等离子体密度、磁场这些基本参数的测量就存在很大的不确定性, 相差数倍、甚至数量级的差异都是在可能的测量估算误差范围内. 因此, 当应用理论模型来解释观测现象时, 还需要针对具体的观测现象和背景等离子体环境条件作综合分析, 其中如何尽可能地维持理论模型在分析应用上的自洽性就显得尤为重要.

太阳射电宽带观测被认为是诊断磁场(日冕和高色球)及等离子体参数的最重要手段. 太阳射电辐射的频率跨度超过5个数量级, 从亚毫米波到百米波, 辐射源区域位于低色球到极高日冕甚至行星际空间, 包括太阳宁静区、活动区和耀斑爆发源区. 而这些射电辐射源包括稠密的色球部分电离等离子体、日冕完全电离等离子体及高能电子, 不同的激发源具有不同的辐射机制, 因此不同的射电辐射机制在太阳大气的不同区域占主导地位. 通过对这些观测参量的测量, 我们可以识别源区内的辐射机制, 并通过上述参数与磁场和等离子体参数之间的物理关系, 有可能建立确定的日冕磁场及等离子体参数诊断方法. 对于阿尔文波调制的ECM辐射, 很可能是某些太阳射电精细结构的产生机制, 如IIIb型[18–19], 而阿尔文波的相关参数(如阿尔文波强度、频率和阿尔文波速等)可能与这类精细结构的某些观测特征(如条纹间距、条纹的频漂率等)密切相关. 目前利用ECM辐射诊断磁场和等离子体参数的研究较少, 而ECM辐射在太阳射电爆发中的应用却越来越广泛, 因此在后续的研究中, 很有必要利用ECM辐射, 尤其是在阿尔文波调制下的ECM辐射进行磁场及其他相关参数的诊断研究.

3 日冕磁环捕获电子的ECM辐射与I型SRB现象

最早观测到的SRB[20]就属于I型暴, 它们也是SRB中仅有的一类不与太阳耀斑或日冕物质抛射等剧烈爆发活动发生直接关联的SRB现象, 有时也跟日冕物质抛射的触发有关[21]. 它们通常是发生在太阳的大黑子区域, 并伴随日冕磁场结构的大尺度变化而发生, 这些日冕磁场结构的变化大都与新浮现的磁通量有关, 相应的浮现时标约为几个小时至几天[22–26]. 它们在频谱图上一般表现为持续数小时到数天的宽带连续谱辐射(相对带宽: $\mathrm{d}f/f \sim 100\%$), 以及叠加在连续谱上的一系列短时间(持续约为0.1–1 s)窄带($\mathrm{d}f/f \sim 3\%$)尖峰爆, 其中连续谱辐射源的尺度大约为几角分、亮温度在$10^7 \sim 10^{10}$ K之间, 而尖峰爆的源尺度约为一角分、亮温度可超过10^{11} K[27].

I型SRB的动力学谱最独特的特征是经常显示高达将近100%的O模偏振态[28]. 所以, 有关I型SRB的模型的首要任务就是解释它最突出的O模偏振特征. 在有关I型SRB辐射机制的早期研究中, ECM辐射机制也被建议过[29–30]. 不过, Melrose[31]发现ECM辐射机制中的X2模甚至可能比O1模生长得更快, 从而确定了ECM辐射机制一般是由反常模主导的. 据此, Melrose[32]进一步明确地指出I型SRB应该是由等离子体辐射机制[33]产生的. 自那以后, 等离子体辐射机制便被广泛接受为I型SRB现象的主要产生机制.

基于I型SRB产生于磁场正在经历大尺度结构演化的强磁场区域这一观测事实, Zhao等[34]重新检视了I型SRB由ECM辐射机制产生的可能性. 因为当发生磁通量绳浮现这类大尺度磁场结构演化的时候, 通常也伴随有大尺度的电流活动, 这意味着背景等离子体环境可能伴随有强烈阿尔文波扰动, 它们会强烈影响黑子上方闭合磁环捕获的高能电子的运动状态, 形成场向振荡电流和投掷角分布展宽, 以致显著影响到这些高能电子ECM辐射偏振状态的变化. 进一步考虑到闭合磁环对捕获电子的磁镜效应造成的损失锥速度分布以及高能电子能量分布的非热幂律谱特征[15, 35], Zhao等[34]采用了如下的分布函数来描述黑子上空闭合磁环所捕获的高能电子分布:

$F_{\mathrm{b}}(u, \mu) =$

$$A_{\rm b}H(\mu)\frac{1-\exp[(1-\sigma)(1-\mu^2)/\Delta\mu^2]}{u^{2\alpha+1}}\tanh\left(\frac{u}{u_{\rm c}}\right)^{2\delta}, \quad (1)$$

其中$A_{\rm b}$是归一化系数, $H(\mu)$是亥维塞得阶跃函数, σ是磁镜比, $\mu = u_{\parallel}/u$和$\Delta\mu$ (即β)分别为捕获电子的投掷角(即平行背景磁场方向的速度与速度的比)及其弥散度, $u_{\rm c} = \sqrt{2E_{\rm c}/m_{\rm e}}$, α、δ和$E_{\rm c}$分别为捕获电子非热能谱的高能段幂律谱指数、低能段谱陡化指数和高低能段的转换截止能量(或即峰值能量). 对于给定的相关参数: $\alpha = 3$、$\delta = 6$、$\sigma = 10$、$\Delta\mu = 0.9$和$E_{\rm c} = 20$ keV, 由捕获电子的ECM辐射机制激发的不同辐射波模的最大增长率随背景磁环中湍动阿尔文波水平$\delta_B^2 \equiv B_{\rm w}^2/B_0^2$ (即ξ, 这里$B_{\rm w}$和B_0分别代表阿尔文波磁场和背景磁场强度)的变化如图1所示, 图中$\Omega = \omega_{\rm pe}/\omega_{\rm ce}$即等离子体参数, 最大增长率$\gamma_{\rm max}$由电子回旋频率$\Omega_{\rm e}$ (即$\omega_{\rm ce}$)和密度比$n_{\rm b}/n_0$归一化. 结果不难看出, 只要湍动阿尔文波强度$\delta_B^2 > 0.005$, 相应ECM辐射的偏振状态就以O1模为主导, 意味着观测到的I型SRB为O模偏振.

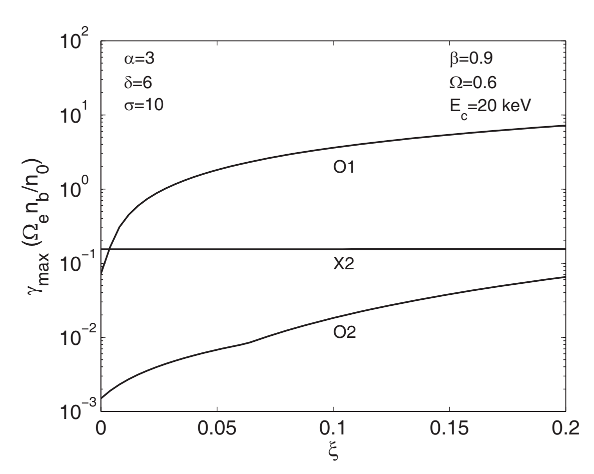


图 1 ECM辐射各波模最大增长率随背景磁环中湍动阿尔文波水平ξ的变化[34]

Fig. 1 The maximum growth rates of each ECM modes vary with the turbulence level of Alfvén wave, ξ in the coronal loop[34]

图2显示了O1模的辐射频率$\omega_{\rm ce}$ (上图)和等离子体参数$\omega_{\rm pe}/\omega_{\rm ce}$ (下图)随日冕高度(以太阳半径$R_\odot$为单位)的变化, 其中的实线和虚线是分别依据文献[36–37]给出的黑子磁场模型计算的, 而电子密度的高度分布模型则为Baumbach-Allen模型[38]. 从图2不难发现, 在$0.5R_\odot$的高度以下, O1模的辐射逃逸条件$\omega_{\rm pe}/\omega_{\rm ce} < 1$都能很好满足, 而相应的O1模辐射频率从$0.5R_\odot$处的几十MHz到$0.2R_\odot$以下的几百MHz. 而另一方面, 观测上显示I型SRB的频率范围确实在50–500 MHz之间, 特别是辐射频率随高度的分布也基本上都在上图所显示的范围内. 例如, 频率为200 MHz、97 MHz和77 MHz的I型SRB的源区高度(如图中水平点线所示)分别大约为0.2–0.3$R_\odot$[39]、0.3–0.4$R_\odot$[28]和0.32$R_\odot$[40].

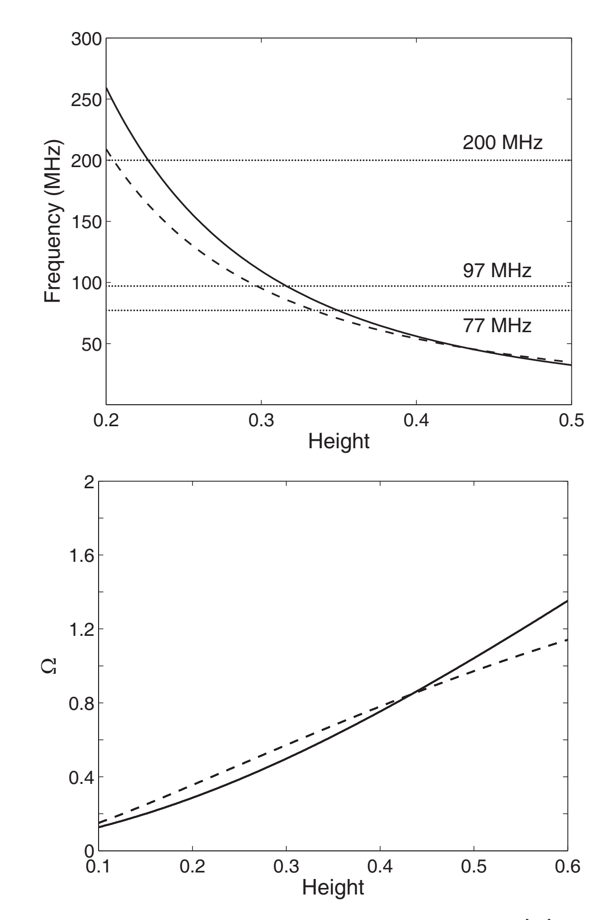


图 2 辐射频率$\omega_{\rm ce}$和等离子体参数Ω随高度的变化[34]

Fig. 2 Variation of the frequency of emitted waves $\omega_{\rm ce}$ and plasma parameters Ω with height[34]

同时, 对于经常叠加在I型SRB连续谱辐射上出现的窄带尖峰爆与连续谱辐射之间的关联, Zhao等[34]作如下猜测: 源自光球层下浮现的载流

磁流管在上升过程中通过与原有黑子磁场的相互作用, 一方面形成局部日冕电流, 一方面不断通过小尺度的磁重联过程逐步释放能量. 这些释放能量的小尺度磁重联在浮现磁流管的整个上升过程中呈间歇式的持续发生, 并持续地产生一系列的小尺度高能电子束, 它们中的一部分持续不断地进入黑子磁场并被捕获在闭合磁环中, 成为I型SRB连续谱辐射的激发源, 而另一部分则可能进入重联区附近的开放磁场逃逸出去, 从而产生I型SRB中的窄带尖峰爆[41]. 因此, 宽带连续谱辐射的持续时间是载流磁流管的整个浮现上升过程所持续的时间(几个小时到几天), 带宽取决于闭合磁环的磁场变化范围, 而窄带尖峰爆的持续时间则取决于单个小尺度磁重联产生的单个高能电子束的持续时间(0.1–1 s), 带宽决定于单个电子束的相干特性.

在目前这幅新的物理图像中, 与I型SRB的源区环境密切关联的两个主要观测特征可以得到很好的解释: 强磁场使得ECM辐射的O1模逃逸条件得到满足, 而磁浮现(即大规模磁活动、或即电流活动)导致增强的湍动阿尔文波活动使得ECM辐射的偏振态由O模(实即O1模)主导产生强偏振的O模辐射. 不过, 隐藏在这幅新的物理图像背后的物理本质实际上是伴随大规模磁浮现过程的日冕等离子体局部电流系统形成与演化的宏观与微观动力学过程, 这仍然有待进一步深入细致的研究.

4 激波加速电子沿开放场的ECM辐射与II型SRB现象

与I型SRB的强偏振特征不同, II型SRB大多都是非偏振的, 少数情况下也只具有很弱的偏振度. 第1个被观测到可能有频率漂移现象的SRB就是一个II型爆[42], 它们最显著的频谱特征之一就是频率以较低的速率($\sim$ 1 MHz/s)从高频缓慢向低频漂移, 典型的瞬时带宽从几MHz到100 MHz左右、持续时间约为5–15 min[43]. II型SRB也是所有SRB现象中谱结构特征最为丰富的一类, 大量的观测研究发现大约60%的II型SRB事件存在基波-谐波对结构, 相应谐波与基波的频率比略小于2. 而且基波和谐波频带偶尔还会表现出所谓“带裂(band-splitting)”的现象, 即基波与谐波各自进一步分裂形成相距约为$\Delta f \sim 0.1 f$的双带结构[44]. 另外, II型SRB的主频带有时呈现“脊骨(backbone)”叠加上一系列“鱼骨(herringbones)”的“脊骨-鱼骨”结构[45].

II型SRB从高频向低频的较低频率漂移意味着辐射激发源较慢的向外运动速度. 基于太阳大气经验模型, 相应的特征运动速度估计在每秒百公里至千公里的量级, 即磁流体波的典型速度. 而且观测发现它们与日冕物质抛射及其驱动激波有着明显的统计关联性, 因此一般认为II型SRB是由日冕物质抛射驱动激波的加速电子产生的[44, 46]. 激波加速作为宇宙天体高能粒子的有效加速机制在天体和空间物理领域里已经得到了广泛的研究, 是高能天体物理领域里最主要的高能粒子加速机制之一[47]. 在传统II型SRB辐射理论中的典型物理图像如下: 在伴随日冕物质抛射驱动激波自日冕向外的传播过程中, 通过激波加速机制持续不断地产生能量达几个keV以上的高能电子, 这些激波高能电子通过等离子体不稳定性激发产生朗缪尔波, 然后由标准的等离子体辐射机制经过非线性波-波耦合转换为以当地等离子体频率或二次谐频的射电波辐射[27]. 不过, Lobzin等[48]指出, 激波加速过程或湍动加速过程一般更容易形成“环束”类或“损失锥”类速度分布的高能电子束, 因而也更容易导致ECM辐射、而不是等离子体辐射的激发. 在Yoon等[49]进一步提出的模型中, 由准垂直激波加速产生的环束高能电子驱动ECM不稳定性并直接激发了II型SRB的脊骨辐射, 而鱼骨辐射则可能是由激波反射至上游的高能电子分别进入更高和更低磁场区激发产生的.

有关II型SRB理论模型的最大挑战在于如何能在一个统一的模型框架下自洽合理地解释包括“慢频漂、无偏振、基波-谐波对、脊骨-鱼骨、带分裂”等一系列“个性”鲜明的结构特征. 考虑到激波加速粒子自生阿尔文波的影响, Zhao等人进一步建议了一个新的由于激波加速电子导致的ECM辐射模型, 基本物理图像如图3所示[50]: 考虑一自日冕向外传播的激波, 在准垂直传播(激波面法向与磁场夹角大于45°)的波面附近由激波加速产生的

高能电子束和离子束的传播形成所谓的"前兆激波(foreshock)"区, 其边界如图中虚线所示. 然后, 通过这些束流的电流不稳定性激发产生的增强自生阿尔文波沿前兆激波区的边界形成一低密度空腔(图中蓝色区域). 同时, 由于自生阿尔文波的投射角散射效应, 由激波加速产生的具有环束分布的激波电子束在此低密度空腔内将形成具有冠束分布的高能电子束, 并进而通过ECM不稳定性在基频和谐频上有效激发ECM辐射. 由于低密度空腔外的截止反射效应, 初始激发的ECM辐射将被约束在此低密度空腔内沿前兆激波边界传播并被不断反射, 直到初始激发频率超过外部截止频率时逃逸辐射出去.

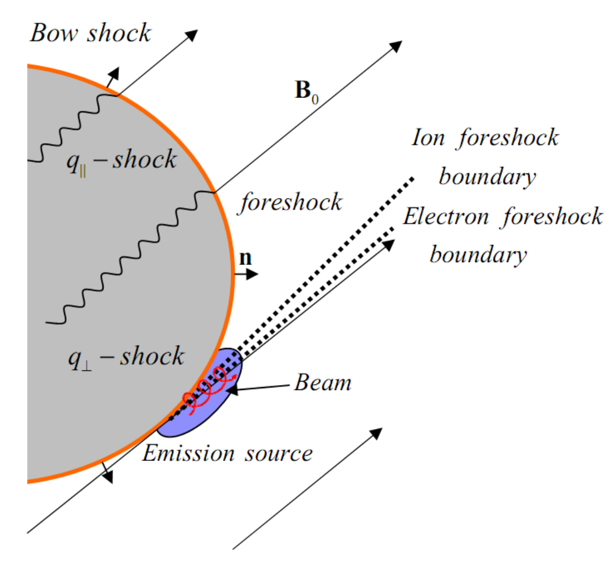


图 3 激波驱动ECM辐射机制示意图, B_0是激波上游磁场, $\boldsymbol{n}$是激波面法线方向, $q_{\parallel}$-shock和$q_{\perp}$-shock分别指准平行激波和准垂直激波, 两条虚线分别表示离子前兆激波和电子前兆激波边界[50].

Fig. 3 Schematic diagram of shock driven ECM emission mechanism, B_0 is the upstream magnetic field of the shock wave, $\boldsymbol{n}$ is the normal direction of the shock wave surface, $q_{\parallel}$-shock and $q_{\perp}$-shock refer to quasi-parallel shock and quasi-vertical shock respectively, and the two dashed lines represent the ion foreshock boundary and the electron foreshock boundary respectively[50].

基于上述基本物理图像, 我们认为II型SRB的主要观测特征可以解释如下:

(1) II型SRB的非偏振(或低偏振)特征主要是由于初始产生的偏振辐射被约束在低密度空腔内经历多次反射、融合后, 偏振度逐渐降低的结果. 因为辐射光的偏振态直接受到辐射光传播方向与磁场夹角的影响, 而辐射波每次反射时都会改变与背景磁场的夹角, 因而改变偏振状态, 与入射辐射波融合的结果将导致偏振度降低;

(2)关于II型SRB的脊骨-鱼骨结构, 我们认为实际上没有独立的"脊骨(backbone)"辐射, 只有一系列的"鱼骨(herringbones)"辐射, 所谓的脊骨辐射只是一系列鱼骨辐射叠加重合形成的. 亦即激波加速持续不断地产生沿前兆激波边界喷射的高能电子束, 每一个高能电子束激发的ECM辐射就是一个"鱼骨"辐射(实际一个小尺度的III型SRB). 而在一个具体事件中是否能观测到可分辨的"鱼骨"结构, 则取决于激波加速机制中电子束的产生"速率"和激波的传播速度;

(3)至于形成带分裂的原因有两种可能, 一是因为激波面的涟漪波动导致激波面局部倾斜而反射电子束, 结果造成高能电子束的双向束流分布, 激发的ECM辐射增长率具有双峰特征造成双带结构; 二是弯曲激波面两侧磁场强度不等导致带分裂现象[51];

(4)关于基波-谐波结构方面还有一个令人费解的观测现象, 就是频率相同的基波和谐波的观测源区有时会处于相同的高度[44]. 这在目前初始激发的辐射被约束在低密度空腔里的情形下也可以得到合理的解释, 因为现在的观测源区并不是它们初始激发辐射的源区, 而是初始激发频率超过腔外等离子体截止频率的"逃逸视源区", 所以完全决定于初始激发频率的大小, 而与激发模式无关;

(5)另外, 在等离子体辐射机制中SRB的频率漂移决定于辐射源区运动路径上等离子体密度变化的梯度, 而在ECM辐射机制中, 相应的频率漂移则取决于源区路径上磁场强度的变化梯度. 结合太阳大气密度和磁场的经验模型, 由II型SRB的频率漂移可进一步得到辐射源区的运动速度, 亦即相应激波的传播速度. 不过, 基于等离子体辐射机制和大气密度模型, 有些II型SRB事件的频率漂移得出的激波传播速度可能会高达甚至超过10^4 km/s的反常情形[52], 因为太阳大气中磁流体波传播速度的

典型值一般都在几百至上千km/s的范围. 而另一方面, 依据ECM辐射机制和大气磁场模型, 得出这些II型SRB的"超高速"激波源的激波传播速度也可以降低到大约为3×10^3 km/s[50], 这应该是一个更为合理的快激波速度.

5 重联加速电子沿开放场的ECM辐射与III型SRB现象

III型爆是与太阳耀斑联系最直接的SRB现象, 尤其是与硬X射线耀斑之间的联系, 就像AKR与地球极光是地球亚暴的一对孪生兄弟一样, III型爆和太阳耀斑也是一对孪生兄弟[53]. 正是由于与太阳耀斑有着直接的联系, III型爆也是SRB中功率最大、观测最频繁、因而也是研究最广泛的一类[54–57]. 一般情况下, III型爆发都是成群出现的, 每一群包含几个到几十个单个爆发, 持续时间为几秒到几十秒, 频率范围可以从微波段的几GHz一直延伸到行星际的10 kHz左右. III型爆最主要的频谱特征就是快速的频率漂移, 漂移率随频率的降低而减小[58]. III型爆的快速频漂意味着它们的辐射源是运动速度高达$\sim 10^5$ km/s ($\sim 0.3c$, 其中c为光速)、能量约50 keV的亚相对论电子高能电子束, 这也是太阳大气中存在高能快电子束传播的第1个直接观测证据[59]. 与II型爆类似, III型爆也具有谐波结构, 谐波与基波频率比通常$\lesssim 2$, 平均约为1.8:1, 而且基波相对于谐波在观测上的起始时间经常会有约为1 s量级的时间延迟[53, 60–61]. 在III型爆基波、谐波辐射源区的位置观测上也存在与II型爆源区位置观测同样的困惑, 即同频率的基波和谐波的观测源区有时会出现同高度的情况[61–62].

上世纪五六十年代, 当太阳射电现象的观测和理论研究开始在澳大利亚兴起并蓬勃发展的时候, 局限于对太阳大气结构的了解和认识, 人们确实有十分充足的理由舍弃物理图像简单而有效的ECM辐射机制, 而不得不寻求依赖于一系列复杂深奥的非线性波波耦合过程和效率不高的等离子体辐射机制, 因为那时得到广泛认可的太阳大气模型都普遍低估了日冕磁场的重要性, 以致完全否定了ECM基波辐射从太阳大气逃逸出来的可能性. Martyn[63]首先提出太阳超热射电辐射起源于电子等离子体静电振荡(即朗缪尔波)不稳定性的可能性, Wild等[64–66]在首次对SRB现象按动力学谱特征进行分类时引入了"等离子体辐射(Plasma Emission)"一词来专门描述这些SRB辐射. 而第1个实际可能的等离子体振荡辐射机制则是由Field[67]提出的, 他建议在非均匀等离子体中朗缪尔波可以与横电磁波耦合而直接转换为横电磁波辐射. 不过, Ginzburg等[33]指出Field[67]的机制不仅效率太低而且不能产生谐波辐射, 并提出朗缪尔波通过热离子散射(或离子声波耦合)而产生横电磁波发射, 不仅效率更高而且可以产生二次谐波. 此后的等离子体辐射理论基本上都秉持Ginzburg等[33]的这一基本物理图像, 只是细节过程被逐步修改得越来越深奥复杂[54–56]. 例如, 为了解决与观测现象的冲突, 不得不进一步引入像"临界不稳定性(marginal instability)"、"团块朗缪尔波(clump Langmuir waves)"、"随机生长理论(stochastic growth theory)"等一系列新的复杂状态和过程[68–70].

实际上, 自上世纪70年代开启日冕的空间卫星观测、特别是90年代以来的高分辨观测, 已经为我们描绘了一幅全新的日冕物理图像, 即处于高度非均匀和非平衡状态的复杂磁化等离子体结构, 其中磁场起着越来越重要的作用[10]. 特别是, 磁场对SRB辐射过程的影响不应忽视, 因此也有必要重新检视ECM辐射机制在SRB现象中的作用. Wu及其合作者在一系列的工作中重新考虑了应用ECM辐射机制解释III型SRB现象的可能性[14, 16, 71–72]. 在他们的理论模型中, 引入了一个很重要的概念, 即假设太阳大气中存在一些低密度的空腔导管, 它们起始于太阳低层大气并可能一直延伸至行星际空间. 这一假设与高分辨日冕观测中显示普遍存在的丝化结构是一致的, 他们也进一步提出了这类低密度空腔导管形成的两种可能机制: 一是高能粒子束加热产生的热压, 二是磁场扰动形成的磁压[73]. 他们关于III型SRB产生的基本物理思想可描述如下: 高能电子束在低密度导管内产生的ECM辐射被约束在导管内并沿导管向外传播, 直到辐射频率超过管外的截止频率而从导管内逃逸辐射出去. 在这幅图像中一个重要的

新现象是: III型SRB的初始激发源(在导管内更深处)与被观测到的视辐射源(在逃逸导管处)显然处于不同的大气高度[14]. 基于这一图像, 可以自洽地解释III型SRB的诸如"同频率基波与谐波观测源区重叠、谐波与基波频率比小于2、基波初始到达时间相对谐波延迟"等一系列观测现象[14, 16].

进一步考虑到高能电子束沿磁场过程中的自生阿尔文波的效应, Wu等[8]建议了一个自洽的ECM辐射理论模型, 其中自生阿尔文波对ECM辐射机制主要有3个方面的影响: 一是自生阿尔文波的波压会排开背景等离子体而自发形成一个沿高能电子束的低密度空腔导管; 二是自生阿尔文波与高能电子束的作用导致ECM辐射机制在O模波辐射上产生一新的激发源而显著影响到ECM辐射的偏振状态; 三是自生阿尔文波对高能电子束的投掷角散射明显改变高能电子束的速度分布而使其具有更高的ECM不稳定性激发自由能. 这3个方面的影响对于改善传统ECM辐射机制应用到SRB现象时经常遭遇到的"逃逸困难、激发困难、偏振困难"这3个主要障碍都能起到积极而有效的作用. 最近, Chen等[9]进一步在这个新的自洽ECM机制的基础上, 建议了一个新的III型SRB现象的物理模型. 其中, 驱动自由能主要来自高能电子束低能段的陡化分布和由于自生阿尔文波投射角散射导致的垂直能量展宽, 假设达到饱和水平的自生阿尔文波的强度$\delta_B^2 = 0.05$、低密度空腔导管内的"逃逸参数" $\omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} = 5 > 1$, 高能电子束在高能段的幂律谱指数、低能段的陡化指数以及特征速度分别取为$\alpha = 3$、$\delta = 6$和$v_0 = 0.4c$. 除了类似于Wu等[14, 16]的模型, 能够自洽合理地解释III型SRB的主要观测特征之外, Chen等[9]的计算结果还显示基波辐射的偏振明显高于谐波辐射的偏振, 这与III型SRB的观测统计结果也是一致的[57, 62].

另外, 在III型SRB中有一呈现精细结构的亚类, 称为IIIb型SRB[53, 74–75]. 图4给出了一组IIIb型SRB动态频谱和电子回旋脉泽辐射增长率分布的对比结果, 这里$L_{\rm b}$是非热电子束的初始长度. 从图中可以看出, IIIb型爆发的频谱图呈准周期性变化. 在假设激发辐射的高能电子束受到一准单色阿尔文波调制的情况下, 基于ECM辐射机制, Zhao等[18]详细计算了在高能电子束的传播过程中ECM辐射增长率的变化. 结果显示, 在适当参数下(如准单色阿尔文波相对振幅$A = 0.224$、特征波长$\lambda_A = 7500$ km; 高能电子束特征速度$v_0 = 0.3c$; 逃逸参数$\omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe} = 1.25$等), 模型计算能够很好地模拟出与观测结果类似的准周期性变化(如图4右图所示).

6 激波加速电子沿膨胀环的ECM辐射与IVm型SRB现象

在法国Nancay天文台射电干涉仪观测资料的分析中, Boischot[76]首次发现有一类米波连续谱辐射, 但是明显不同于I型SRB的是, 它们是由在日冕中向外运动的源辐射的, 通常出现在耀斑或日冕物质抛射之后, 而且运动速度也与窄带线状谱的II型SRB类似, 约为$\sim 10^3$ km/s. 由于其动力学谱特征显著不同于已经发现的I、II、III型SRB, Boischot等[77]将其称之为IV型SRB. 随后, Wild等[78]的观测分析进一步证实了这类IV型SRB是跟随在II型SRB之后具有较宽光滑连续谱的爆发辐射, 而且所有频率的辐射似乎来自同一位置, 只是在整个辐射持续期间辐射源的位置整体在稳定地向外移动, 移动速度具有与II型SRB相同的量级[79]. 实际上, 这类IV型SRB事件在Boischot[76]之前就曾经被Payne-Scott等[80]观测到, 只是因为它们的辐射源具有类似II型SRB的运动特征而被误认为是II型SRB事件. 不幸的是, Boischot等[77]最初建议的这个IV型爆的分类名称很快就变得时髦流行起来, 几乎所有与耀斑相关联、又具有光滑连续谱的爆发辐射都称之为IV型爆, 尽管有的连续谱辐射源只是静态地位于耀斑的上方而没有任何运动的特征, 它们与Boischot等[77]最初建议的具有运动特征的IV型爆可能有完全不同的物理产生机制. 于是, Weiss[81]进一步引用"运动(moving)"IV型爆(IVm)和"静态(stationary)"IV型爆(IVS)来区分这两种不同类型的连续谱辐射爆现象. 不过, 人们比较感兴趣的主要是IVm型爆, 因为它们与日冕物质抛射之间具有更明显的物理联系, 甚至成为像空间站Skylab和Solar Maximum Mission (SMM)卫星上早期空间观测的主要研究目标之一[82].

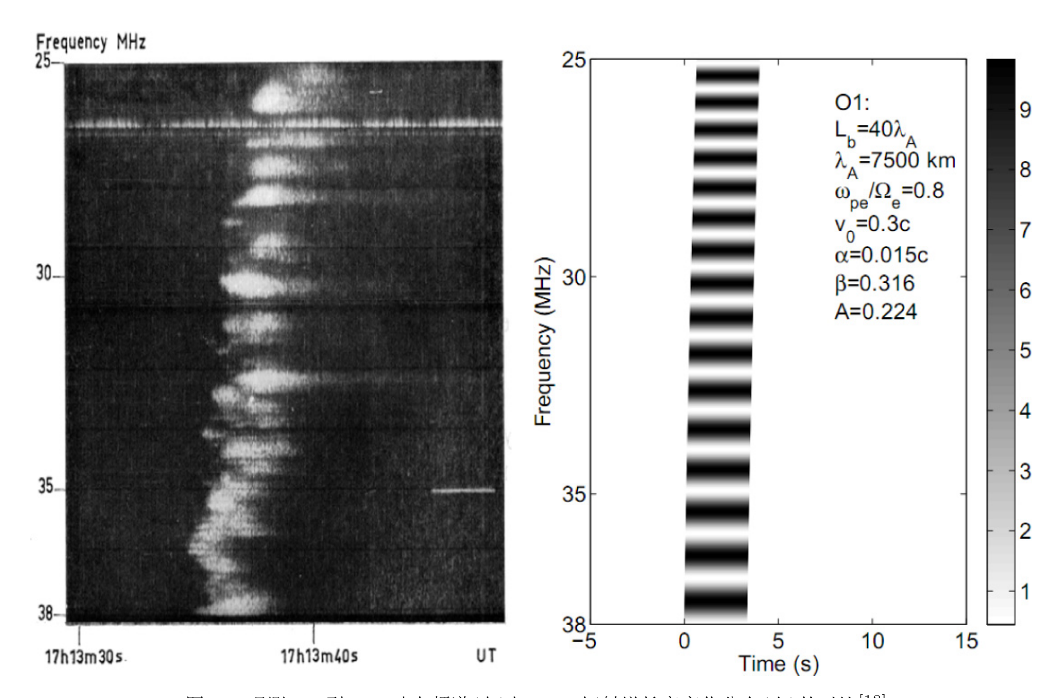


图 4　观测IIIb型SRB动态频谱(左)与ECM辐射增长率变化分布(右)的对比[18]

Fig. 4　The comparison between the dynamic spectrum of type IIIb SRB (left) and the change distribution of ECM radiation growth rate (right)[18]

IVm型爆的观测特征相对比较复杂, 观测的频率分布类似II型爆, 从高频端的几百MHz到低频端的一二十MHz, 持续辐射时间一般为几十分钟, 有时也可长达数小时[83–84]. IVm型爆的亮温度和偏振态在辐射持续期间都有时变的现象, 亮温度在前几分钟先增加, 然后再随时间逐渐减少, 最高亮温度在10^{10} K左右, 而偏振度则随时间持续增加, 直到爆发结束时偏振度常常高达90%以上[85–87]. 根据辐射源结构的不同, Smerd等[88]进一步把IVm分成3个亚类型: 一是“孤立源(isolated source)”, 一般是由一个无偏振源向外运动时分裂成两个具有相反极性的子源, 有时子源的数目也可以达到3个或更多, 且都具有相同的极性; 二是“膨胀弧(expanding arch)”, 通常是由分布在某一磁环上的3个子源组成, 其中两个位于磁环的足根或腿部并具有相反极性, 另外一个则位于磁环的顶部且一般没有极性; 三是“前导源(advancing front)”, 这种IVm的源位于II型爆发源的外层膨胀壳上[89].

关于IVm型爆辐射机制的研究, 也是最具争议的焦点之一. Boischot等[77]最初提出IVm是由捕获在高日冕磁场中的相对论性电子在高次谐波上的同步加速辐射产生的, 但后来二维射电日像仪的观测发现IVm具有较强的圆偏振特性, 这与同步加速辐射的线偏振特征相矛盾. 于是, 有人提出IVm是由能量较低的亚相对论电子(能量$E < 1$ MeV)在低次谐波(谐波数$n < 10$)上的回旋同步辐射产生的[90–94], 但随后进一步的观测发现IVm源的亮温度比回旋同步辐射预期的高好几倍[86]. 为了解释较高的亮温度, Duncan[95]提出相干的等离子体辐射才是IVm最可能的辐射机制. 而为了说明偏振的变化, Melrose[32]提出混合辐射机制, 即初始以二次谐波上的等离子体辐射为主、后期以回旋同步辐射为主. 不过, 许多问题的争议至今也没有停止, 例如造成多种不同结构形态的原因是什么、偏振为何会呈现逐渐增强的变化方式以及亮度演化的物理机制是什么等.

基于IVm型爆与II型爆和日冕物质抛射有着密切联系这一普遍认可的观测事实, 结合IVm型爆在辐射过程中辐射源的运动特征与辐射谱的演化特征, Tang等[96]提出: 捕获在运动冕环中的高能电子

束的ECM辐射作为产生IVm型爆辐射的模型机制. 与以往的研究不同, 作者考虑了捕获在冕环中的高能电子束的传播动力学演化效应的影响, 也考虑了冕环的结构及其运动对ECM辐射过程可能造成的影响. 例如, 高能电子束在传播过程中由于碰撞、辐射等过程会逐渐损失能量而使其能量和速度分布发生演变. 另一方面, 冕环中的背景等离子体参数不仅在高能电子束的运动过程中会随之变化, 而且在冕环向外的膨胀、运动过程中也会因为结构的演化而发生相应的改变. 这些参数的变化最终都可能会影响到高能电子束驱动的ECM辐射过程.

图5是Tang等[96]提出的IV型爆发源区的磁位形图, 图中RS即指射电源(Radio Source). 其物理图像可简要描述如下: 当一个日冕物质抛射以大于快磁声波速度向外传播时, 将会驱动其前端形成激波并导致电子加速而不断产生高能电子. 这些激波加速高能电子的一部分沿着激波附近的开放磁力线运动并产生II型SRB, 而另一部分则闭合磁场进入正在向外膨胀、运动的冕环并被捕获、滞留在冕环内运动. 正是这些捕获在冕环内运动的高能电子产生了IVm型爆辐射. 考虑到在冕环内沿冕环运动过程中高能电子束的能量损失和冕环磁场变化的磁镜效应, 则其到达高度h时的分布函数可以写为[96]:

$$
\begin{aligned}
&F_{\rm b1}(u_1,\mu)= \\
&A_{\rm b}[1-e^{(1-\sigma_h)(1-\mu^2)/\mu^2}] \\
&(u_1^2/u_{\rm c}^2+\delta_E)^{-\alpha}\tanh(u_1^2/u_{\rm c}^2+\delta_E)^{\delta}\times \\
&\exp[-(\mu\sqrt{u_1^2/u_{\rm c}^2+\delta_E}-1)^2/\Delta_\mu^2- \\
&(u_1^2/u_{\rm c}^2+\delta_E)(1-\mu^2)/\Delta_\mu^2],
\end{aligned} \tag{2}
$$

这里u_1是电子到达高度h处的单位质量动量, $\delta_E\equiv\delta E/E_{\rm c}$、$\Delta_\mu$和$\sigma_h$分别是高能电子的能量损失(由截止能量归一化)、速度分布的投掷角弥散度和冕环磁镜参数, 一般均为沿冕环高度h的函数.

上述分布函数(2)式描述了高能电子束沿冕环传播过程中速度分布的演化, 其中驱动ECM不稳定性的自由能主要来自3个方面, 即电子幂律能谱在低能段的能量陡化分布、冕环磁镜效应导致的速度损失锥分布以及冕环背景等离子体扰动(如湍动阿尔文波)对ECM辐射机制的影响. Tang等[96]考虑了前两个驱动因素在冕环内的演化过程, 相应的分析和计算结果显示, 在高能电子束初始进入冕环的阶段, 能谱陡化驱动效应在自由能中占主导成分, 随着在冕环内传播过程中的能量损失, 能谱陡化效应的贡献越来越小. 与此同时, 随着在冕环内传播的逐渐深入, 冕环磁镜效应越来越强, 因而损失锥分布自由能变得越来越重要, 甚而成为驱动ECM不稳定性的主要因素. 在冕环随激波一起向外的整个膨胀运动过程中, 激波加速电子会持续不断地进入冕环并被捕获在冕环内传播. 结果, 在一定的参数条件下沿着磁环形成连续辐射, 而在另一些参数条件下也可能演变成冕环中的几个分立辐射源区, 这很可能正是造成IVm型爆具有不同结构的原因.

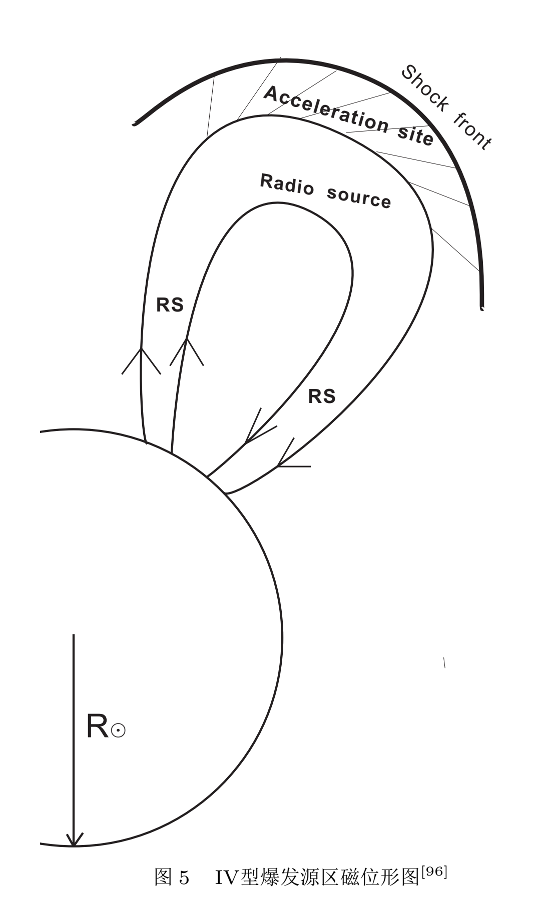


图 5 IV型爆发源区磁位形图[96]

Fig. 5 Schematic diagram of magnetic field configuration in the source region of type IV bursts[96]

7 重联加速电子沿冕环的ECM辐射与V型SRB现象

类似于跟随II型SRB现象发生的IV型连续谱爆发辐射, 也存在着一类跟随III型SRB现象而发生的连续谱爆发现象, 称之为V型SRB. 这类新型的爆发现象最早由Wild等[78]注意到, 随后即对它们的观测特性进行了十分广泛的观测研究[97–99]. 综合大量的观测分析显示, V型SRB现象具有如下的观测特征[53]:

(1) V型爆经常是紧随在III型爆或III型爆群之后发生, 且具有与前导III型爆类似的源区高度和频率范围, 但是源区的水平位置可与前导III型爆明显分开相距约零点几个太阳半径的间隔;

(2) V型爆的辐射源尺度随辐射频率减小而迅速增大, 并且比前导III型爆的尺度大得多, 因而其亮温度也比III型爆的低约一个量级, 辐射带宽一般在100 MHz左右, 与辐射频率相当, 所以呈连续谱辐射, 范围一般可从一两百MHz一直延续到几个MHz的量级;

(3)类似于IV型爆的持续时间远大于II型爆, V型爆的持续时间也远长于III型爆的, 且随着频率的减小而增加, 一般可从200 MHz的约40 s左右增加到20 MHz的200 s左右, 但显著短于IV型爆的持续时间, 就像III型爆的持续时间明显短于II型爆的一样;

(4) V型爆的偏振度一般都比较低, 但通常都与其前导III型爆具有相反的偏振态, 而且两者辐射源的间距越大, 其偏振状态也越容易相反, 这也是V型爆最令人困惑的明显特征.

在V型爆发现之初, 相对论电子的同步加速辐射也曾作为它们的产生机制被提出来过[97]. 然而进一步的计算很快表明, 太阳大气内即使在大耀斑期间也不可能有那么大范围的相对论性高能电子的存在[100–103]. 因此, 后来的讨论中大都沿用Weiss等[102]当初曾提出的捕获在冕环中高能电子的等离子体辐射模型. 期间Winglee等[104]曾讨论过V型爆产生于ECM不稳定性激发的高混杂波, 然后再通过模转换成为辐射电磁波的可能性, 而前导III型爆仍由等离子体辐射机制产生. 虽然V型爆的结构和演化没有IV型爆那样复杂, 不过仍然有许多争议性的问题, 尤其是V型爆与其前导III型爆之间如何关联的问题, 至今都没能得到合理的解释. 例如, 为什么V型爆和其前导III型爆的辐射源区会相距那么远、导致V型爆与其前导III型爆具有相反辐射偏振状态的原因是什么以及V型爆的辐射持续时间是由什么因素决定、为什么比其前导III型爆显著变长等.

考虑到V型爆与III型爆之间的密切相关性, 类似于IVm型爆与II型爆之间的关联产生模型, Tang等[105]建议V型爆与III型爆之间也是由类似的关联模型联合产生的, 只是这里的高能电子源自耀斑中的磁重联加速, 而不是源自将IVm型爆与II型爆关联的激波加速[96]. 根据耀斑的标准模型, 自太阳光球浮现进入日冕的磁通量管成为具有闭合磁场结构的新生冕环, 并与日冕原有磁场结构联接形成重联位型, 进而导致磁重联的发生. 而驱动耀斑爆发的就是这个磁重联过程释放的磁能通过某种物理机制加速产生高能带电粒子. 尽管具体的物理加速机制目前还不清楚, 但作为其直接产品的高能粒子、特别是高能电子束所产生的一系列结果却作为辐射爆发的耀斑现象已经被广泛观测到了. 其中最显著的就是硬X射线耀斑和III型SRB现象, 前者是沿日冕磁场向内传播的高能电子束撞击到较为致密区域时产生的韧致辐射, 而后者则是沿日冕开放磁场向外传播过程中引起的感应辐射现象. 由于磁重联区附近的复杂磁场位型, 不可避免地会有部分高能电子沿闭合磁场进入冕环后被捕获并沿闭合磁环传播, 而这些捕获在闭合磁环中传播的高能电子束通过ECM不稳定性激发的ECM辐射正是V型爆的辐射激发源.

在Tang等[105]的模型中, 捕获在冕环中传播的高能电子束激发ECM辐射的驱动自由能类似于IVm型爆的情形[96], 也主要来自重联加速电子幂律能谱在低能段的能量陡化分布、冕环磁镜效应导致的速度损失锥分布以及冕环内可能存在的湍动阿尔文波这3个方面. 另外, 在激波加速的II型和IVm型爆情形下, 由于激波加速过程可持续不

断地加速并产生高能电子, 故而相应II型和IVm型爆的辐射可持续较长时间. 而在重联加速的III型和V型爆情形下, 由于重联加速产生高能电子具有间歇性特征, 不能像激波那样持续加速产生, 故而III型和V型爆的持续时间分别比II型和IVm型爆的持续时间短很多. 实际上, V型爆的辐射持续时间可以由重联加速的高能电子束进入冕环后的有效传播寿命估算. 如果考虑高能电子束在冕环内传播过程中的能量损失主要由碰撞造成, 则当冕环背景等离子体温度取为$T \approx 100$ eV、密度分别取为$n \approx 5\times10^{8}$ cm^{-3}和10^{8} cm^{-3}时, 对于能量为25 keV的典型高能电子, 相应的碰撞能量损失率分别为$v_{\varepsilon} \approx 2\times10^{-2}$ s^{-1}和$v_{\varepsilon} \approx 4\times10^{-3}$ s^{-1}, 而对应的高能电子有效寿命分别为$t_{\rm D} = v_{\varepsilon}^{-1} \approx 50$ s和250 s, 分别与V型爆在高频和低频时的典型辐射寿命具有相同的量级, 这也意味着V型爆辐射寿命随频率的变化可能是由于高能电子束的有效传播寿命随辐射源高度的变化所造成的[105].

图6给出了射电V型爆发辐射源相对于III型爆发源的3种可能的位置关系. 关于V型爆发与III型爆发之间在观测上辐射源水平位置大间距与辐射偏振状态反相关的现象, 按照Tang等[105]的模型, 可解释如下: 耀斑磁重联加速产生的高能电子一部分沿开放磁场向外传播, 另一部分沿闭合磁场进入冕环传播, 两者都通过ECM辐射机制分别产生III型和V型爆. 而V型爆的偏振状态与在冕环内传播的高能电子束的辐射位置有关: (1)当在靠近开放磁场那一侧时(如图6 (a)所示), 由于两者源区磁场的方向大致相同, 故而两者的偏振状态也几乎一致; (2)如果是位于冕环顶部区域(如图6 (b)所示), 则V型爆由于辐射源位置左右对称而几乎没有偏振; (3)而当处在远离开放磁场那一侧(如图6 (c)所示)时, V型爆辐射源区的磁场方向将与III型爆的相反, 故而其偏振状态也将相反. 导致耀斑爆发的活动区通常都是太阳大气中磁场较强的大型黑子区域, 其中的冕环尺度一般也较大, 可以横跨几分之一的太阳表面. 而图6所呈现的模型图像不仅说明了V型爆辐射源何以具有与III型爆辐射源几乎相同的大气高度和相差甚远的水平距离, 而且也清楚地说明了两者呈现相反辐射偏振态以及水平间距越大偏振态越容易相反的原因.

8 低日冕磁约束高能电子的ECM辐射与微波SRB现象

在太阳射电辐射的频谱上, 微波爆通常是指频率$f \geqslant 1$ GHz (或波长$\lambda \leqslant 30$ cm)的射电爆发辐射. 在前面第3–7节里, 我们主要针对传统的I至V型米波SRB重新探讨了ECM辐射机制适用的可能性, 它们的辐射源区主要位于距太阳表面10万公里以上的高日冕区. 当我们将目光转向10万公里以下的低日冕区、特别是低日冕活动区时, 会发现那里的太阳等离子体大气具有更加复杂的磁场结构, 约束在其中的高能电子束处于更加复杂的运动状态中, 以致它们所激发产生的微波SRB也呈现出更加复杂的频谱精细结构现象, 例如: 双向微波III型爆对、微波尖峰爆、微波纤维爆、微波漂移脉冲、微波斑马纹和类斑马纹结构、V型、N型和M型爆以及微波脉动结构等[1, 106–108]. 这些精细结构与低日冕活动区磁场的结构演化, 特别是与复杂磁结构间包括磁重联在内的相互作用有着直接的联系, 而后者正是导致太阳大气中磁能释放并驱动耀斑等爆发活动的直接原因. 因此, 微波SRB尤其是其精细结构的观测研究, 可提供我们有关太阳磁场结构与演化特别是太阳爆发活动物理过程的重要信息, 一直以来都是太阳物理的热门研究领域. 例如, 由一对正向(由高频向低频)漂移和逆向(由低频向高频)漂移的微波III型爆同时出现组成的所谓“双向微波III型爆对”被认为是由磁场重联区加速产生、自重联点向外和向内传播的双向高能电子束流直接产生的[109–111]. 而像具有快速精细结构的所谓“尖峰爆(spikes)”则被认为可能直接与太阳爆发活动中高能电子加速的“元过程(elementary process)”有关, 因为它们具有持续时间短(仅毫秒量级)、相对带宽窄($<$ 1%)、辐射偏振度高(近100%)和辐射亮温度高(达10^{13}–10^{15} K)等突出的高相干性特征[27, 112–114].

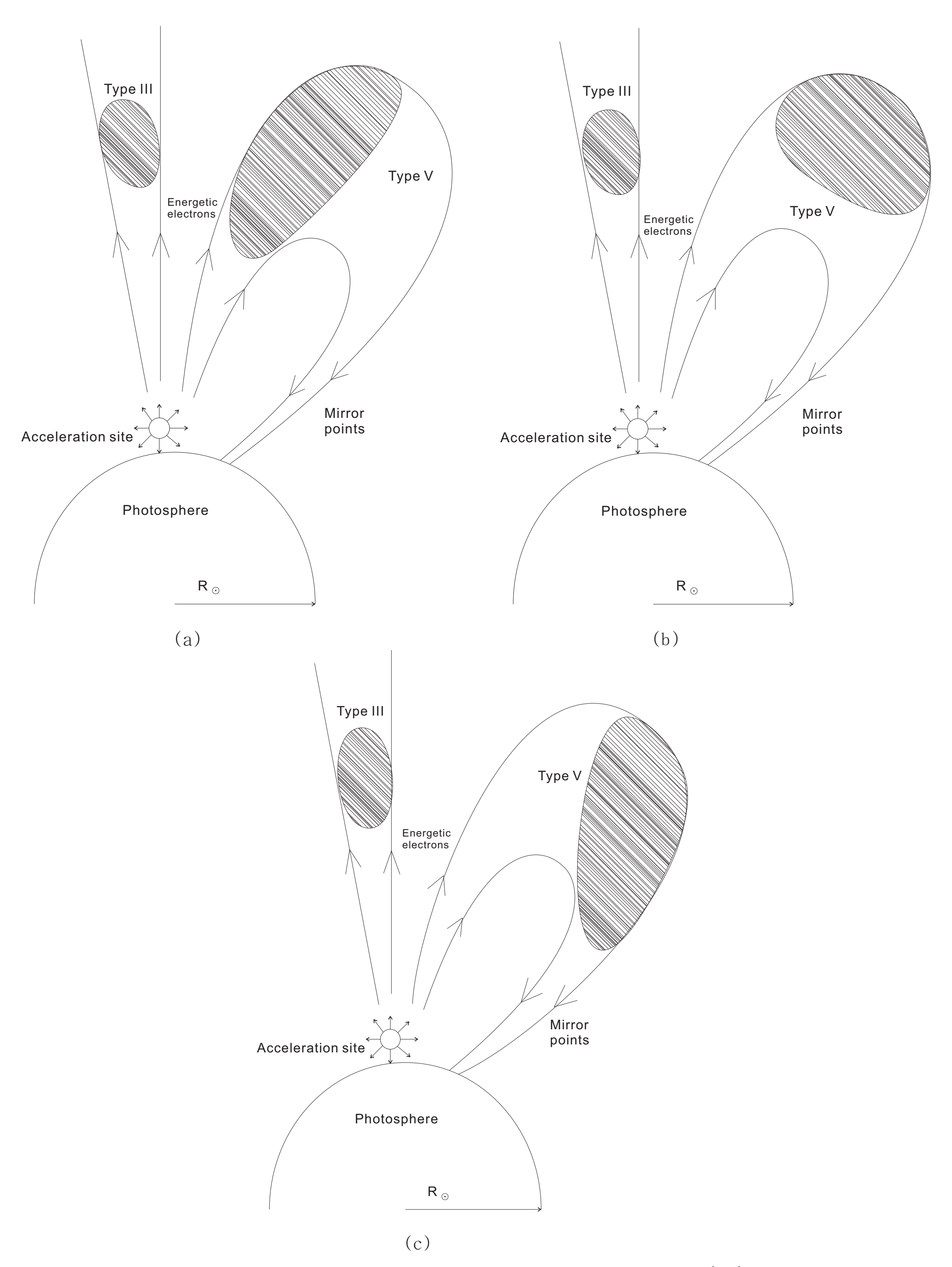


图 6 V型爆辐射源相对于III型爆的3种可能的位置关系与偏振状态[105]

Fig. 6 Three possible position relations of the radiation source of type V bursts relative to type III bursts[105]

由于微波SRB的精细结构复杂多样, 所以有关微波爆辐射机制的研究也十分复杂, 针对具体精细结构的各种模型也都层出不穷[108, 111, 115–118]. 事实上, 这些精细结构一般都是起源于磁场较强且结构复杂的磁活动区, 故而磁场也应该在它们的辐射机制中起到重要作用. 所以, 我们认为产生这些精细结构的辐射机制本质上也属于磁场起主要作用的ECM辐射机制, 而动力学谱精细结构呈现复杂多样的观测特征正是反映了辐射源区磁场结构复杂多样的物理本质. 这里, 我们借助由中国科学院国家天文台(NAOC)的太阳宽带射电频谱仪发现的一个典型的观测实例, 尝试说明用ECM辐射机制来解释SRB中精细结构现象的可能性.

中国科学院国家天文台的太阳宽带射电频谱仪的观测频率范围在0.7–7.6 GHz的微波段, 并设计有一种高分辨的观测模式, 相应的时间分辨率为1.25 ms、频率分辨率为4 MHz, 曾观测发现了许多有趣的精细结构现象[1]. Wu等[119]在分析它的高分辨观测资料时, 发现一类新型的短时标、窄带宽、慢漂移的脉冲爆, 称之为“太阳微波漂移脉冲”. 图7显示的是2004年11月3日观测到的一个典型事例[119], 其中65个漂移脉冲组成漂移脉冲群, 单个脉冲的持续事件都小于100 ms (平均~ 42.3 ms)、相对带宽$\delta f/f < 1\%$ (平均~ 0.44%)、频率漂移率为几百MHz/s (平均~ 247 MHz/s). 另外, 图中上、下两栏分别显示的是脉冲辐射的左、右旋偏振分量, 几乎相同的左、右旋偏振强度意味着这些脉冲辐射是无偏振的. 这些特征显然不同于以往的类似事件, 例如其短时标、窄带宽的特征虽然与已知的尖峰爆类似, 但频漂率则比尖峰爆慢一个数量级; 其频漂率虽然与已知的纤维爆相近, 但持续时间和相对带宽则比纤维爆小很多.

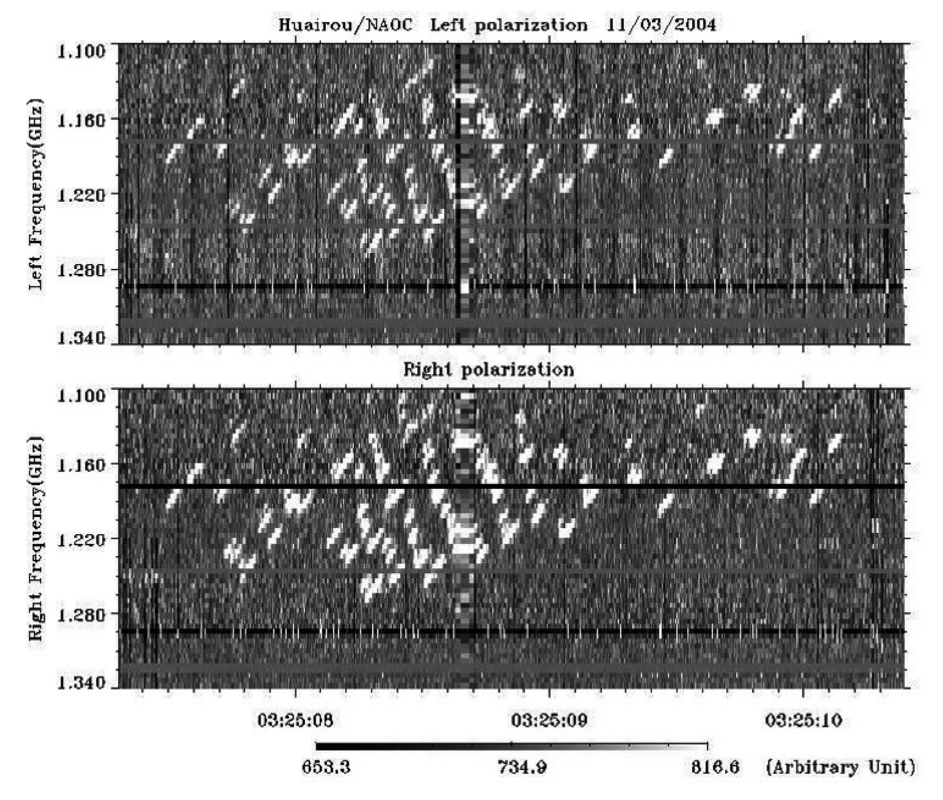


图 7　2004年11月3日的太阳微波漂移脉冲(Solar Microwave Drifting Spike, SMDS)事件的频谱图[119]

Fig. 7　Dynamic spectra of SMDSs on November 3, 2004[119]

Wu等[119]的分析指出: (1)慢的频率漂移意味着辐射源的运动速度不可能是辐射的高能电子束流自生的传播速度, 而更可能是某类波动结构在太阳大气中的传播速度; (2)几乎近于ECM辐射自然带宽[120]的窄带宽特征说明辐射源内的高能电子具有非常高的相干性, 意味着它们是被约束在同一个孤立结构内, 而且结构的尺度约为局部磁场非均匀尺度的千分之几[114]. 结合太阳大气低日冕环境的等离子体参数, 我们建议这类漂移脉冲事件可能是被约束在动力学阿尔文孤波中的电子激发的ECM辐射. 阿尔文波是普遍存在于太阳大气中的低频电磁波动, 当它向外传播时可以转化发展成动力学阿尔文孤波[121]. 下面的图8描绘了这类动力学阿尔文孤波典型的物理结构[119], 其中的图(a)、(b)、(c)、(d)分别是孤波内电子密度(n)、平行电场(E_z)、场向电势(Φ_z)以及电子速度(v_{ez})的分布.

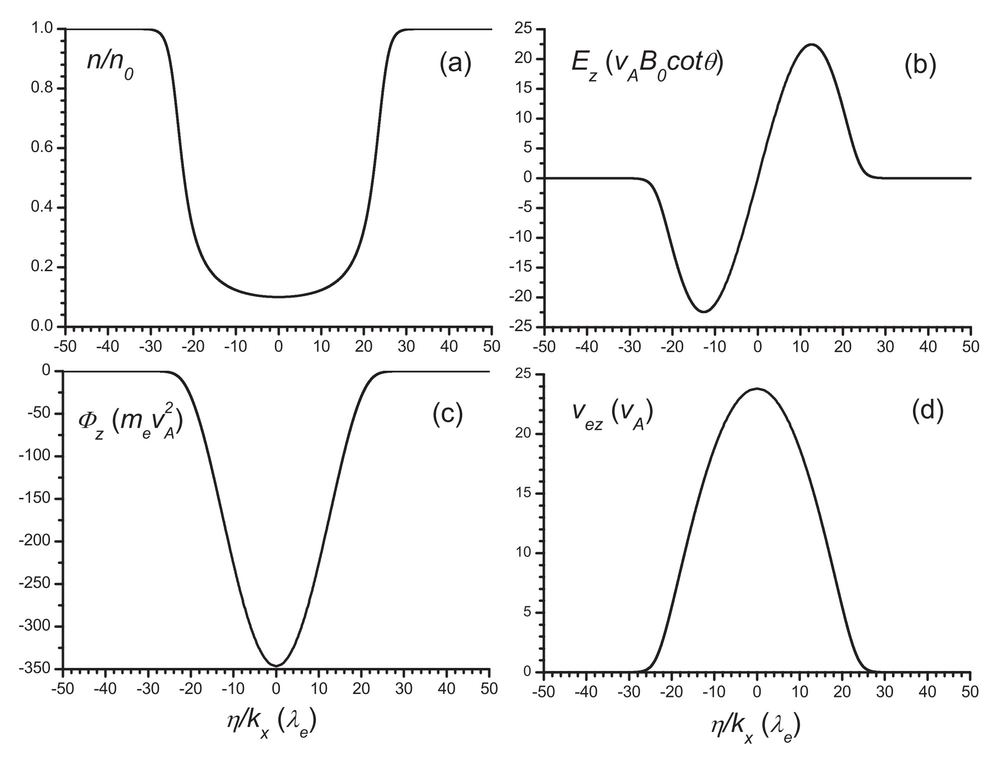


图 8 动力学阿尔文孤波的结构. (a) SKAW (Solitary Kinetic Alfvén Wave)中沉积电子密度, (b)场向电场分布, (c)场向电势, (d) SKAW中电子速度[119].

Fig. 8 Structure of SKAWs. (a) Dip density of SKAW. (b) Distributions of the parallel electric field. (c) Electric potential. (d) Electron velocity in the SKAW[119].

从图8可以看出, 动力学阿尔文孤波的横向尺度大约为50λ_e (其中λ_e为局部电子惯性长度), 而孤波内的电子可以被孤波电场沿场向加速到20v_A左右, 并被约束在孤波势井中沿磁场快速振荡. 同时, 由于动力学阿尔文孤波以及背景阿尔文波湍动的投掷角效应, 这些场向快电子的速度分布将在垂直磁场方向上迅速展宽, 并形成类冠状分布, 从而为激发ECM不稳定性提供有效的驱动自由能. 这样, 每一个动力学阿尔文孤波就是一个ECM辐射的有效激发者, 因而也是漂移脉冲的产生者, 脉冲的漂移速度由动力学阿尔文孤波的传播速度亦即局部阿尔文速度决定, 而漂移脉冲的寿命也将由孤波的寿命决定. 基于太阳黑子磁场的适当模型, 结合有关的观测参量, 可以估算出辐射源区的局部阿尔文速度约为6×10^3 km/s, 因而约束在孤波内的电子平均能量约为$20v_A \simeq 0.4c \simeq 50$ keV, 相应于太阳微

波爆高能电子的典型能量. 根据Voitenko等[122]的研究, 动力学阿尔文波在太阳大气中的传播阻尼率为$\gamma\sim 0.5v_{\rm e}k_{\perp}^2\lambda_{\rm e}^2\sim 20$ Hz, $k_{\perp}$是波矢在垂直磁场方向的分量, 而动力学阿尔文孤波的传播寿命可由$\tau\sim\gamma^{-1}\sim 50$ ms大致估算, 结果与观测到的漂移脉冲的平均寿命也基本相符. 另外, 根据观测到的平均相对带宽$\delta f/f\approx 0.44\%$, 可以估算单个漂移脉冲辐射源的尺度: $l\sim(\delta f/f)L\sim 4$ km[114], 这里$L\sim 1000$ km是源区磁场不均匀性的特征尺度. 同时, 我们也注意到这个尺度远大于动力学阿尔文孤波的横向尺度$\sim 50\lambda_{\rm e}\sim 10$ m, 这意味着由观测推测的动力学阿尔文孤波的几何结构也确实符合低β参数条件下动力学阿尔文波的准垂直传播特征[123].

9 总结与展望

天体射电波段的观测现象非常丰富, 从行星、太阳到星系、类星体等各种天体都有十分活跃的射电辐射源, 而在射电辐射机制的理论中仍存在着许多尚待解释的问题, 是天体物理中最复杂的电磁辐射机制[124]. 特别是那些与宇宙天体爆发活动密切关联的小尺度、短时标、高亮度的射电爆发辐射, 它们被普遍认为是由等离子体不稳定性驱动的感应辐射过程产生的, 并携带了丰富的辐射源区天体等离子体的结构状态与活动过程的物理信息. 太阳系内从太阳射电暴和行星磁层射电辐射到行星际射电暴, 大量各式各样的射电爆发辐射现象为研究天体射电爆发现象的物理理论提供丰富的实验样本. 基于现有等离子体理论的感应辐射机制主要有两类: 一类是等离子体辐射机制, 由高能电子束激发朗缪尔波, 进而驱动非线性波模转换过程产生射电辐射; 二是ECM辐射机制, 即由高能电子束直接激发射电辐射. 自这两类感应辐射机制在上世纪50年代末提出以来, 结合太阳系内大量各类射电爆发辐射现象的观测, 对它们都已经进行了大量的理论研究, 至今依然是各有千秋、争议不断.

在地球AKR现象中, 自1979年Wu-Lee模型[2]提出以来, ECM辐射机制由于得到了空间卫星对其辐射源区实地探测结果的广泛验证, 已被普遍接受为一般行星磁层射电辐射现象的基本辐射机制. 但是, 在太阳射电爆发现象中, 由于传统ECM辐射机制的一些困难, 等离子体辐射机制依然是被广泛讨论的基本辐射机制. 不过, Wu[123]的工作首先发现, 普遍存在于空间和天体等离子体环境中的湍动阿尔文波扰动有可能对传统ECM辐射机制产生重要影响, 并使ECM辐射机制激发的驱动自由能、辐射偏振态等基本物理图像发生定性的变化. 特别是, 接下来的一系列研究进一步发现, 考虑了阿尔文波效应的新型自洽ECM辐射机制能够有效地克服传统ECM辐射理论应用于太阳射电爆发现象时经常遭遇的主要困难[8–9, 12, 18, 34, 50, 125–127].

Wu等[8]考虑了由束流电流不稳定性激发的阿尔文波对回旋脉泽辐射的影响, 很好地解决了脉泽辐射在太阳射电爆发应用中的两个基本困难, 提出了一个自洽的ECM辐射模型: 当高能电子在太阳大气中沿磁场传播时可以产生束流电流不稳定性而激发阿尔文波, 因此, 背景等离子体在阿尔文波的波压作用下沿着电子束传播方向被排开而形成一个低密度导管. 在导管内, 由于密度较低而磁场较强, 很容易满足ECM辐射的激发条件, 即等离子体频率小于电子回旋频率. 另一方面, 在自身产生的阿尔文波的投掷角散射作用下高能电子束的速度空间分布形式会发生改变, 如形成月牙形分布, 为ECM辐射提供自由能.

提出ECM辐射的新自由能及自洽模型后, 我们重新审视了一些太阳射电爆发现象的物理过程: 太阳射电I型暴一般认为是由捕获在冕环中的高能电子产生的, Zhao等[34]考虑阿尔文波对ECM辐射的影响, 发现辐射主导模型由X模变成了O模主导, 很好地解释了I型暴O模圆偏振的观测特性; 考虑激波加速的离子束产生的阿尔文波影响, Zhao等[50]建立了一个由激波加速的高能电子激发射电II型爆的物理模型, 并很好地解释了太阳射电II型爆; Chen等[9]考虑束流电子自身产生的阿尔文波作用, 可以自洽地解释III型射电暴的辐射过程; 考虑电子束在耀斑环中运动的演化过程, Tang等[96]建立了运动IV爆可能的辐射模型; 结合V型爆与III型爆的关系, Tang等[105]建立了一个开放磁力线和闭合磁环相连的V型爆源区磁位形模型, 高能电子产生于开放场和环的相连位置, 根据ECM辐射, 可以很好

地解释V型爆的一些观测特征.

电子回旋脉泽辐射可以解释太阳I-V型射电爆发及一些射电精细结构现象, 具有很好的应用前景, 尤其是考虑阿尔文波对ECM辐射的影响后, 辐射在太阳大气等离子体中的激发困难得到合理的解决, 物理模型变得更加自洽. 当然, ECM辐射理论仍有诸多困难尚未解决. 比如辐射源区阿尔文波的真实水平仍难以确定, 这有待于阿尔文波理论研究和观测设备的进一步发展. 而随着望远镜分辨率的不断提高, 射电爆发现象将越来越复杂, 并伴随着越来越多的精细结构现象, 这些射电精细结构的辐射机制有待进一步探讨. 而且, 天体辐射过程并不是一个孤立事件, 只是一系列天体活动过程中的一个环节. 因此, 高能电子作为射电爆发现象的辐射源, 其加速过程、在等离子体中的输运与演化过程以及辐射传播过程中的散射与吸收等过程对辐射的影响、包括辐射谱的动力学演化等过程都有待进一步深入研究.

参 考 文 献

[1] Fu Q J, Yan Y H, Liu Y Y, et al. ChJAA, 2004, 4: 176
[2] Wu C S, Lee L C. ApJ, 1979, 230: 621
[3] Voitenko Y M. SoPh, 1998, 182: 411
[4] Wu D J, Chen L, Wu C S. PhPl, 2012, 19: 024511
[5] Chen L, Wu D J, Hua Y P. PhRvE, 2011, 84: 046406
[6] Chen L, Wu D J. ApJ, 2012, 754: 123
[7] Gary S P. Theory of Space Plasma Microinstabilities. Cambridge: Cambridge University Press, 1993
[8] Wu D J, Chen L, Zhao G Q, et al. A&A, 2014, 566: A138
[9] Chen L, Wu D J, Zhao G Q, et al. JGRA, 2017, 122: 35
[10] Aschwanden M J, Poland A I, Rabin D M. ARA&A, 2001, 39: 175
[11] Wu C S, Wang C B, Wu D J, et al. PhPl, 2012, 19: 082902
[12] Wu D J. PhPl, 2014, 21: 064506
[13] Wu C S. ChSBu, 2012, 57: 1357
[14] Wu C S, Wang C B, Yoon P H, et al. ApJ, 2002, 575: 1094
[15] Wu D J, Tang J F. ApJ, 2008, 677: L125
[16] Wu C S, Wang C B, Zhou G C, et al. ApJ, 2005, 621: 1129
[17] Chen Y P, Zhou G C, Yoon P H, et al. PhPl, 2002, 9: 2816
[18] Zhao G Q, Chen L, Wu D J. ApJ, 2013, 779: 31
[19] Chen L, Ma B, Wu D J, et al. ApJ, 2021, 915: L22
[20] Hey J S. Nature, 1946, 157: 47
[21] Chen P F. LRSP, 2011, 8: 1
[22] Brueckner G E. SoPh, 1983, 85: 243
[23] Stewart R T, Brueckner G E, Dere K P. SoPh, 1986, 106: 107
[24] Raulin J P, Klein K L. A&A, 1994, 281: 536
[25] Bentley R D, Klein K L, van Driel-Gesztelyi L, et al. SoPh, 2000, 193: 227
[26] Willson R F. SoPh, 2005, 227: 311
[27] Dulk G A. ARA&A, 1985, 23: 169
[28] Payne-Scott R, Little A G. AuSRA, 1951, 4: 508
[29] Twiss R Q, Roberts J A. AuJPh, 1958, 11: 424
[30] Fung P C W, Yip W K. AuJPh, 1966, 19: 759
[31] Melrose D B. AuJPh, 1973, 26: 229
[32] Melrose D B. SoPh, 1980, 67: 357
[33] Ginzburg V L, Zhelezniakov V V. SvA, 1958, 2: 653
[34] Zhao G Q, Chen L, Yan Y H, et al. ApJ, 2013, 770: 75
[35] Tang J F, Wu D J. A&A, 2009, 493: 623
[36] Takakura T. PASJ, 1961, 13: 166
[37] Ginzburg V L. The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma. New York: Pergammon Press, 1964
[38] Allen C W. MNRAS, 1947, 107: 426
[39] Morimoto M, Kai K. PASJ, 1961, 13: 294
[40] Ramesh R, Kathiravan C, Narayanan A S. ApJ, 2011, 734: 39
[41] Thejappa G, Kundu M R. SoPh, 1991, 132: 155
[42] Payne-Scott R, Yabsley D E, Bolton J G. Nature, 1947, 160: 256
[43] McLean D J. Symposium - International Astronomical Union, 1980, 86: 223
[44] Nelson G J, Melrose D B. Type II Bursts//McLean D J, Labrum N R. Solar Radiophysics. Cambridge: Cambridge University Press, 1985: 333-359
[45] Mann G, Klassen A. A&A, 2005, 441: 319
[46] Cliver E W, Webb D F, Howard R A. SoPh, 1999, 187: 89
[47] Malkov M A, Drury L O C. RPPh, 2001, 64: 429
[48] Lobzin V V, Krasnoselskikh V V, Schwartz S J, et al. GeoRL, 2005, 32: L18101
[49] Yoon P H, Wang C B, Wu C S. PhPl, 2007, 14: 022901
[50] Zhao G Q, Chen L, Wu D J. ApJ, 2014, 786: 47
[51] Holman G D, Pesses M E. ApJ, 1983, 267: 837
[52] Nakajima A H, Kawashima S, Shinohara N, et al. ApJS, 1990, 73: 177
[53] Suzuki S, Dulk G A. Bursts of Type III and Type V//McLean D J, Labrum N R. Solar Radiophysics. Cambridge: Cambridge University Press, 1985: 289-332
[54] Robinson P A, Cairns I H. SoPh, 1998, 181: 363
[55] Robinson P A, Cairns I H. SoPh, 1998, 181: 395
[56] Robinson P A, Cairns I H. SoPh, 1998, 181: 429
[57] Sinclair1 R H A, Heather R. RAA, 2014, 14: 773

[58] Maxwell A, Howard W E, Garmire G. JGR, 1960, 65: 3581
[59] Lord W B H. Nature, 1954, 173: 534
[60] Wild J P, Murray J D, Rowe W C. AuJPh, 1954, 7: 439
[61] Stewart R T. SoPh, 1974, 39: 451
[62] Dulk G A, Suzuki S. A&A, 1980, 88: 203
[63] Martyn D F. Nature, 1947, 159: 26
[64] Wild J P, McCready L L. AuSRA, 1950, 3: 387
[65] Wild J P. AuSRA, 1950, 3: 399
[66] Wild J P. AuSRA, 1950, 3: 541
[67] Field G B. ApJ, 1956, 124: 555
[68] Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. ApJ, 1992, 387: 101
[69] Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. ApJ, 1993, 407: 790
[70] Robinson P A, Cairns I H. ApJ, 1993, 418: 506
[71] Wu C S, Reiner M J, Yoon P H, et al. ApJ, 2004, 605: 503
[72] Yoon P H, Wu C S, Wang C B. ApJ, 2002, 576: 552
[73] Wu C S, Wang C B, Lu Q M. SoPh, 2006, 235: 317
[74] de La Noë J, Boischot A. A&A, 1972, 20: 55
[75] Fomichev V V, Chertok I M. RaF, 1977, 20: 1255
[76] Boischot A. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1957, 244: 1326
[77] Boischot A, Denisse J F. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 1957, 245: 2194
[78] Wild J P, Sheridan K V, Trent G H. Symposium - International Astronomical Union, 1959, 9: 176
[79] Hildner E. Astrophysics and Space Science Library, 1977, 71: 3
[80] Payne-Scott R, Little A G. AuSRA, 1952, 5: 32
[81] Weiss A A. AuJPh, 1963, 16: 526
[82] Stewart R T. SoPh, 1985, 96: 381
[83] Boischot A, Clavelier B. ApJ, 1967, 1: 7
[84] Warwick J W. SoPh, 1968, 5: 111
[85] Schmahl E J. AuJPh, 1973, 29: 1
[86] Stewart R T, Duncan R A, Suzuki S, et al. PASA, 1978, 3: 247
[87] Trottet G, Kerdraon A, Benz A O, et al. A&A, 1980, 93: 129
[88] Smerd S F, Dulk G A. 80 MHz Radioheliograph Evidence on Moving Type IV Bursts and Coronal Magnetic Fields//Howard R. Solar Magnetic Fields. Dordrecht: Springer, 1971: 616-641
[89] Sheridan K V. PASA, 1970, 1: 376
[90] Dulk G A. PASA, 1970, 1: 372
[91] Dulk G A. SoPh, 1973, 32: 491
[92] Robinson R D. PASA, 1974, 2: 258
[93] Nelson G J. PASA, 1977, 3: 159
[94] Nelson G J. NZJS, 1979, 22: 571
[95] Duncan R A. SoPh, 1981, 73: 191
[96] Tang J F, Wu D J, Chen L, et al. ApJ, 2016, 823: 8
[97] Wild J P, Sheridan K V, Neylan A A. AuJPh, 1959, 12: 369
[98] Robinson R D. SoPh, 1977, 55: 459
[99] Dulk G A, Suzuki S, Gary D E. A&A, 1980, 88: 218
[100] Wild J P, Smerd S F, Weiss A A. ARA&A, 1963, 1: 291
[101] Stewart R T. AuJPh, 1965, 18: 67
[102] Weiss A A, Stewart R T. AuJPh, 1965, 18: 143
[103] Robinson R D. SoPh, 1978, 56: 405
[104] Winglee R M, Dulk G A. ApJ, 1986, 310: 432
[105] Tang J F, Wu D J, Tan C M. ApJ, 2013, 779: 83
[106] Kundu M R, Vlahos L. SSRv, 1982, 32: 405
[107] Ning Z J, Fu Q J, Lu Q K. SoPh, 2000, 194: 137
[108] Chernov G P. SSRv, 2006, 127: 195
[109] Aschwanden M J, Benz A O, Schwartz R A. ApJ, 1993, 417: 790
[110] Aschwanden M J, Benz A O, Dennis B R, et al. ApJ, 1995, 455: 347
[111] Robinson P A, Benz A O. SoPh, 2000, 194: 345
[112] Barrow C H, Flagg R S, Perrenoud M. SoPh, 1984, 90: 111
[113] Benz A O. SoPh, 1985, 96: 357
[114] Benz A O. SoPh, 1986, 104: 99
[115] Fomichev V V, Fainshtein S M. SoPh, 1981, 71: 385
[116] Melrose D B, Dulk G A. ApJ, 1982, 259: 844
[117] Kuznetsov A A. A&A, 2005, 438: 341
[118] Karlický M, Mészárosová H, Jelínek P. A&A, 2013, 550: A1
[119] Wu D J, Huang J, Tang J F, et al. ApJ, 2007, 665: L171
[120] Fleishman G D. AstL, 2004, 30: 603
[121] Voitenko Y, Goossens M. SSRv, 2006, 122: 255
[122] Voitenko Y, Goossens M. A&A, 2000, 357: 1073
[123] Wu D J. Kinetic Alfvén Wave: Theory, Experiment, and Application. Beijing: Science Press, 2012, 77
[124] Treumann R A. A&ARv, 2006, 13: 229
[125] Zhao G Q, Chu Y H, Feng H Q, et al. PhPl, 2016, 23: 114505
[126] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J. PhPl, 2016, 23: 052109
[127] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2016, 822: 58

Electron Cyclotron Maser Emission in Solar Radio Bursts

TANG Jian-fei[1] WU De-jin[2] ZHAO Guo-qing[3] CHEN Ling[2]
(1 College of Engineering and Design, Lishui University, Lishui 323000)
(2 Key Laboratory of Planetary Sciences, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(3 Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934)

Abstract Radio bursts are ubiquitous in the cosmic plasma. Solar radio emission mainly comes from the outer atmosphere of the sun. It is an induced radiation phenomenon generated by the interaction between energetic electrons and solar atmospheric plasma. Different dynamic spectra of solar radio bursts (SRBs) contain physical information of the plasma structure and state in the radiation source region. Therefore, the radiative mechanism of radio bursts has always been the object of research. There are two kinds of coherent radiation mechanisms related to solar radio bursts: one is the plasma radiation mechanism based on electron Langmuir frequency; the other is the electron cyclotron maser (ECM) radiation mechanism based on the electron cyclotron frequency. Although these two radiation mechanisms were proposed almost at the same time, based on the understanding of the coronal environment and the ECM mechanism at that time, the ECM radiation mechanism did encounter some difficulties in explaining SRBs. Until 1979, Wu & Lee introduced the relativistic effect and used the ECM radiation to explain the earth's Auroral Kilometric Radiation (AKR). Since then, the ECM emission has attracted wide attention. Considering some difficulties in applying the ECM emission mechanism to SRBs, we proposed a series of modified models in recent years. Firstly, the cutoff in the energy spectrum of the power-law electrons can effectively drive the ECM instability without relying on the anisotropic distribution of electron velocity. Secondly, considering the influence of Alfvén wave perturbations which are prevalent in space and celestial plasmas, a self-consistent ECM emission mechanism excited by energetic electron beams is developed. On this basis, this paper summarizes the application of the ECM emission mechanism in traditional SRB phenomena from type I to V and microwave SRBs in recent years.

Key words radiation mechanisms: non-thermal, Sun: activity, Sun: magnetic fields, Sun: radio radiation